SÉRIE VIII. — TOME III. N° 4. AVRIL 1942.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

I. — UNITÉS ET MESURES. MÉTROLOGIE.

Nouveau levier optique; CRIOT P. W. (*Rev. Sc. Instr.*, 1941, **12**, 214). — On augmente l'angle de rotation par des réflexions multiples sur un miroir fixe et un miroir lié à la partie mobile.
Mme E. VASSY.

Gravimètre électrique; ZAHRADNICEK J., GAJDOS T. et NESPOR R. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 109-110). — On emploie un condensateur plan dont une des armatures supporte un poids en son milieu; la capacité est mesurée par la méthode des battements; une variation de la gravité change la capacité; on détermine cette variation, d'où on déduit celle de la gravité. Le procédé est assez sensible pour mettre en évidence la variation de gravité en altitude pour quelques mètres.
E. DARMOIS.

Mesures de densité de gaz agressifs; WARTENBERG V. (*Z. Elektrochemie*, 1941, **47**, 92-94). — Description d'appareillage pour mesure de densités de gaz tels que FH, IH, etc., par la méthode de comparaison des poids d'une colonne de gaz et d'une colonne d'air. Le dispositif spécial imaginé évite l'attaque par le gaz agressif du manomètre mesurant la différence des poids. En outre, il permet une certaine réduction de la hauteur des colonnes gazeuses.
A. CHAMPETIER.

II. — MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES.

Sur la distribution de temps des phénomènes dits de hasard; FELLER W. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 906-908). — Discussion et résolution d'un problème statistique traité déjà par Ruark A. (*Phys. Rev.*, 1939, **56**, 1165) et concernant la probabilité de rencontre des événements de hasard. — G. LAPLACE.

III. — MÉCANIQUE.

THÉORIES ET ÉTUDES GÉNÉRALES, RELATIVITÉ, GRAVITATION, QUANTA, MÉCANIQUES STATISTIQUES ET ONDULATOIRE.

Le principe d'équivalence de la relativité généralisée; WENZEL A. et SAPPER K. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 421-425). — Polémique entre les deux auteurs. Sapper croit avoir trouvé une contradiction entre les mesures d'un observateur fixe dans un champ de gravitation et d'un observateur en mouvement à accélération constante. Wenzel lève cette contradiction; Sapper n'admet pas les critiques de Wenzel.
E. DARMOIS.

Géométrie métrique et corpuscules élémentaires. II; MARIANI M. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 322-334). — Résultats généraux intéressants auxquels conduit l'introduction d'une courbure spatiale dans le domaine nucléaire; l'existence d'une longueur élémentaire se trouve justifiée par l'abandon de la notion métrique de distance univoque; de même la notion de spin semble liée à l'abandon de la notion d'angle.

Les changements de référentiel et la cinématique des ensembles de points. Problèmes qui en dépendent; GOMES R. L. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 335-340).

Sur la masse et la force dans la mécanique newtonienne; PENDSE C. G. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 477-484). — Addition à deux Notes antérieures (*ibid.*, 1937, **24**, 1012; *cf.* **9**, 26 **D.** et 1939, **27**, 51). — On discute particulièrement les objections de Filon (1926-1938) sur la présentation classique des principes de la dynamique. — E. DARMOIS.

Comparaison entre les accélérations de la pesanteur à Teddington (National Physical Laboratory) et à Washington (Bureau of Standards); BROWNE B. C. et BULLARD E. C. (*Proc. roy. Soc.*, 1940, **175** A, 110-117). — Mesures avec 6 pendules d'invar battant la demi-seconde, suivant les procédés décrits par Bullard (1933-1936); les pendules sont étalonnés par rapport à un étalon à quartz piézo-électrique.

On trouve

$$g(\text{N.P.L.}) - g(\text{B.S.}) = 1{,}0969 \text{ cm.sec}^2.$$

Les comparaisons effectuées avec g à Potsdam montrent que la valeur admise pour g (P.) doit être trop grande d'environ 17.10^{-6} en valeur absolue.

E. DARMOIS.

Théories de champs pour les particules chargées de spin arbitraire; SCHIFF L. I. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 903-905). — Discussion sur une catégorie de théories de champs qui sont invariants pour les groupes de Lorentz. Ces théories utilisent des champs d'ondes fournissant des représentations irréductibles du groupe de rotation dans l'espace, de sorte que les particules qu'elles décrivent ont un spin défini. Les théories de Pauli-Weisskopf et de Dirac sont de ce type, et en dehors de celles-ci il n'y a qu'une théorie pour chaque valeur du spin $\frac{1}{2}$. Il y a dans chacun de ces cas quatre états du champ pour un moment et une orientation de spin donnés : deux signes d'énergie et deux signes de charge. Il semble toutefois que ces théories ne correspondent pas à la réalité. — G. LAPLACE.

Règles relativistes de commutation dans la théorie quantique des champs; SCHÖNBERG M. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 201-209). — La théorie des règles de commutation entre les grandeurs d'un champ quantifié, prises à des temps différents, est développée pour les cas où les équations de mouvement sont linéaires. Les rapports entre l'intégration des équations de mouvement et les fonctions singulières qui figurent dans ces règles sont étudiés.

Interprétation quantique de certains résultats en mécanique classique; DATZEFF A. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 368-373). — L'auteur étudie un problème réduit des trois corps Ai dans un plan. L'énergie potentielle du système est représentée par une série dont le premier terme est le potentiel coulombien, le second terme I, que l'on considère comme un terme perturbateur, est périodique par rapport au temps. En négligeant I, on trouve que le centre de gravité G des corps A_1, A_2 décrit une orbite circulaire autour de A_3. En prenant en considération le terme I, on trouve par la méthode des perturbations des orbites stables, semblables aux orbites de l'atome d'hydrogène de Bohr. Le terme perturbateur provoque aussi des variations de l'intégrale S de l'équation aux dérivés partielles de Jacobi. Ces variations sont approximativement données par une fonction sinusoïdale analogue à l'onde de de Broglie. On en arrive à l'hypothèse que l'électron n'est pas un corpuscule simple.

Remarques sur l'analogie de l'équation différentielle de Schrödinger avec l'équation de propagation d'une onde; MATOSSI F. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 47-52). — L'équation de Schrödinger contient le terme div. grad. ψ. Schrödinger lui-même a fait remarquer qu'on pourrait y écrire

$$a \operatorname{div}\left[\frac{1}{a}\operatorname{grad}\psi\right],$$

où a est une fonction arbitraire des coordonnées. Or, l'indice de réfraction pour les ondes matérielles est $\sqrt{\frac{E-U}{E}}$, c'est-à-dire variable d'un endroit à l'autre. Pour la propagation d'une onde dans un milieu non homogène, l'équation n'est plus $\Delta\psi + k^2\psi = 0$, mais elle contient le terme $\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial z}\frac{\partial\zeta_z}{\partial z}$, qui est identique au terme supplémentaire de l'équation de Schrödinger en faisant $a = \frac{1}{\varepsilon}$. On essaie donc la résolution de l'équation de Schrödinger avec $a = \frac{E}{E-U}$; la résolution n'est pas possible en toute rigueur. On traite ensuite les cas $a = \frac{1}{U}$ et $a = \frac{E}{E-U}$ pour l'oscillateur linéaire et le mouvement à la Képler. Les résultats obtenus ne sont pas d'accord avec l'expérience. L'extension de l'équation de Schrödinger ne semble donc pas indiquée. — E. DARMOIS.

Sur la théorie du photon dans un espace de Riemann; TONNELAT M. A. (*Ann. Physique*, 1941, **15**, 144-224).

Sur la quantification de la masse; PODOLSKY B. et BRANSON H. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 494-500). — On peut écrire l'équation de Dirac de telle manière que ses valeurs caractéristiques soient précisément celles de la masse de l'électron. Résolution de l'équation dans plusieurs espaces ne faisant pas intervenir une quantification de m. Un espace-temps suggéré par Eddington conduit à des équations d'ondes dont les solutions ont des m quantifiées, m dépendant de la courbure de l'univers, de c et de h et d'un certain nombre quantique. Si le rayon de l'univers est de 10^{28} cm, la masse minimum est de 10^{-65} g; si la masse ordinaire de l'électron est considérée comme étant la masse minimum, la courbure est de 10^{-10} cm.

B. VODAR.

Remarques critiques sur l'interprétation de la théorie des quanta; LANDÉ A. (*J. Frank. Inst.*, 1938, **226**, 83-98). — Une revue des différents points de vue actuels sur la constitution de la matière et de la lumière, divisée en quatre parties : 1° Réalité et interprétation; 2° Cinématique de la diffraction; 3° Dynamique quantique; 4° Fluctuations.

A. GOMER.

La théorie de la charge électrique et la théorie quantique. II; Flint H. T. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 417-433). — Développement d'idées antérieures; on opère dans un continuum à 5 dimensions : équations du champ, tenseur d'énergie, quantification et géométrie matricielle, etc. — E. Darmois.

Sur le problème de la dégénérescence en mécanique quantique; Jauch J. M. et Hill E. L. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 641-644). — On rattache ce problème à l'existence des groupes de transformations de contact à Hamiltonien invariant. Correspondance entre ces transformations en théorie classique et quantique. Le groupe symétrique du problème de Képler à 2 dimensions n'est autre que le groupe de rotation à 3 dimensions; l'oscillateur anisotrope à 2 dimensions a la même symétrie que l'oscillateur isotrope de la mécanique classique.

B. Vodar.

Sur la théorie des liquides quantiques. Applications à l'hélium liquide. II; Tisza L. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 350-358). — La théorie du liquide de Bose-Einstein est étendue aux cas où les deux « phases » (définies dans I) ont des vitesses différentes. En général, ces courants se compensent en ce qui concerne le flux de matière, mais ils sont toujours accompagnés d'un flux de chaleur (effet thermomécanique). Quant à la transition des atomes d'une phase à l'autre, elle comporte un échange de chaleur avec l'entourage. Ce mécanisme peut rendre compte de la supraconductibilité thermique observée dans l'He *II*. La théorie prévoit sous certaines conditions une vitesse de propagation des inégalités de température (ondes de température). La compensation du flux de matière n'est pas complète au voisinage des parois solides. Cet *effet thermomécanique proprement dit* permet de comprendre les phénomènes capillaires observés dans l'He *II* (le phénomène de la fontaine d'hélium, l'écoulement non hydrodynamique, etc.).

Spectres des molécules halogènes. II. Relations d'intervalles et intensités relatives dans les spectres de grandes longueurs d'onde; Mulliken R. S. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 500-515). — On établit des relations quantiques donnant les intervalles d'énergie entre les niveaux appartenant aux états $^3\pi$ et $^1\pi$ d'une molécule diatomique dans le cas d'un couplage partiel Ω, ω (analogue au couplage J, j). Expression théorique des intensités relatives des transitions électroniques de $^1\pi$ à $^3\Sigma_1$, ou $^1\pi$. Influence de la persistance du couplage J de l'atome séparé (cas de couplage c) : équations donnant (avec l'équation de van Vleck) le calcul du déplacement des niveaux des molécules halogènes dans ce cas de couplage.

Applications des relations ci-dessus à une interprétation plus précise du spectre de grande longueur d'onde des molécules Cl_2, Br_2, I_2. Dans le cas de Br_2, on n'arrive pas à une conclusion certaine; suggestions de travaux permettant de trancher la question. Renseignements sur l'intensité du spectre continu superposé aux bandes discrètes et sur la position des courbes d'énergie potentielle des états $^1\pi$ et $^3\pi_{0-u}$ de I_2 ainsi que sur les causes de la prédissociation magnétique de cette molécule. On note qu'il serait désirable d'étudier le spectre continu de I_2 dans l'infrarouge et de reprendre les mesures de celui de I Cl dans le visible.

On examine les deux mécanismes qui permettent d'expliquer la remarquable intensité de la composante $^1\Sigma \rightarrow {}^3\pi_{0+}$; comparaison des intensités calculées et mesurées : les deux mécanismes conduisent à des valeurs en accord avec l'expérience. Enfin, discussion de l'origine du faible maximum de Cl_2 vers 2250 Å.

B. Vodar.

Les équations du mouvement d'électrons ponctuels, déduites d'un principe de variation; Lewis T. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 495-507). — Présentation différente de celles de Dirac et Pryce (*Proc. roy. Soc.*, 1936-1938).

Une nouvelle forme de théorie unitaire. Etude de la particule de spin 2; Tonnelat Mlle M. A. (*Ann. Physique*, 1942, **17**, 158-208).

MÉCANIQUE DES SOLIDES.

Dispersion des ultrasons et vitesse de rupture; Smekal A. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 475-480). — L'auteur a déjà appelé l'attention sur l'existence dans les corps solides de petites failles, amorces de déchirures autour desquelles doit exister un champ de tensions spéciales s'étendant sur des dimensions représentant de 5 à 10 fois celles de la déchirure. Si des ondes élastiques, de longueur d'onde analogue ou plus petite que ces dimensions, se propagent dans le solide, on prévoit la formation d'ondes secondaires, c'est-à-dire une absorption et une dispersion. On essaie d'apprécier les dimensions de ces domaines et, pour les verres inorganiques, on a trouvé environ 5.10^{-6} cm; avec une vitesse du son de 5.10^5 cm/sec, les fréquences de dispersion doivent être de l'ordre de 10^{11}. De même pour des cristaux de sels, les dimensions sont vers 10^{-3} cm et les fréquences vers 5.10^8. Jusqu'ici, on ne peut produire des fréquences ultrasonores de cet ordre. On peut montrer cependant qu'elles interviennent dans la propagation de la rupture des substances cassantes. Cette vitesse de rupture doit être différente de la vitesse des ondes longitudinales ou transversales; elle doit dépendre de la constitution et de la répartition spatiale des failles. Les expériences de Schardin et ses collaborateurs (1937-1940) sur la cinématographie ultrarapide des ruptures de verres organiques, inorganiques et de sels, ont vérifié que la vitesse de rupture est bien inférieure à celle des ondes et indépendante de la température. On a trouvé également que la vitesse de rupture était plus grande pour le verre de silice que pour le verre à vitres.

Les mêmes considérations s'appliquent à la formation de cassures secondaires. On appelle enfin l'attention sur les faisceaux très serrés de lignes qui apparaissent sur certaines cassures de bâtons de verre (plusieurs reproduites). On pense que ces figures résultent de l'interférence d'ondes élastiques avec le processus de rupture. Il y aurait peut-être production,

en même temps que des fissures secondaires, d'ondes élastiques ultrasonores secondaires. Leur fréquence est estimée à 10^{10}, c'est-à-dire de l'ordre des fréquences de dispersion dues aux failles. — E. DARMOIS.

Étude des propriétés mécaniques des substances de poids moléculaire élevé. I. Méthode photoélastique pour l'étude des vibrations transversales dans les gels; FERRY J. D. (*Rev. Sc. Instr.*, 1941, **12**, 79-82). — Cette méthode utilise pour la mesure du coefficient de rigidité la propagation des ondes transversales de vibration; les vibrations sont produites par un dispositif de haut-parleur (sans pavillon); la lumière traverse un polaroïd, puis le gel, puis un compensateur de Babinet, puis un second polaroïd et tombe enfin sur un appareil de stroboscopie synchronisé avec le haut-parleur et qui enregistre les franges correspondant aux nœuds et aux ventres de vibration. — Mme E. VASSY.

Déformation élastico-plastique lors des sollicitations mécaniques des solides; HOLZMÜLLER W. et JENCKEL E. (*Z. phys. Chem.*, A 1940, **186**, 359-372). — Établissement d'une équation générale de la déformation élasticoplastique des solides. Considération spéciale de l'élasticité de retour. Relations entre les constantes de la matière considérée et sa déformation dans le temps pour les cas de modèles à deux ou trois mécanismes de liaison. Temps de relaxation calculés d'après des mesures anciennes de retour élastique sur le sélénium. — A. CHAMPETIER.

Comportement de la structure cristalline du laiton sous l'action de contraintes cycliques lentes et rapides; WOOD W. A. et THORPE P. L. (*Proc. roy. Soc.*, 1940, **174** A, 310-321). — Essais sur un laiton recuit (Cu 69,43; Zn 30,54). On étudie le métal d'abord à l'essai statique de traction, puis avec une machine à tension-compression réalisant 2200 cycles/min. On construit les courbes allongement-contrainte et l'on cherche à les mettre en relation avec les résultats des diagrammes de rayons X. Dans le processus statique ou dans le processus cyclique à faible vitesse, le diagramme indique l'existence de cristallites après l'essai. Au contraire, l'essai rapide ne donne rien de ce genre. L'inhibition dans la formation de cristallites se poursuit même si un essai statique suit l'essai cyclique à condition que la contrainte ne dépasse pas le maximum utilisé dans le cycle. — E. DARMOIS.

Application des vibrateurs pour mesurer la consistance du mortier et pour fabriquer des cubes de mortier; BLAINE R. L. et TUCKER J. (*Bur. Stand. J. Research*, 1940, **24**, 103-124). — Deux vibrateurs, un magnétique avec mouvement vertical linéaire, l'autre mécanique avec mouvement de rotation horizontal ont été utilisés pour fabriquer des mortiers « vibrés » avec différents matériaux. L'appareil rotatif donne les résultats les plus constants.

E. DARMOIS.

La variation avec la température de la perforation électrique d'isolants solides; BÖNING P. (*Koll. Z.*, 1941, **95**, 181-185). — On établit un parallèle entre le comportement des substances vis-à-vis des forces électriques et des forces mécaniques en fonction de la température. La tension de perforation ne varie pas avec la température; on pense que cela tient à l'état solide de la substance ou d'un de ses constituants. La chute de la tension de perforation à partir d'une température limite correspond au domaine de ramollissement de la substance. Les variations de structure avec la température croissante sont accompagnées d'une augmentation de la flexibilité de la substance vis-à-vis des forces mécaniques externes et d'une « flexibilité » analogues des ions liés vis-à-vis des forces électriques.

Sur les fréquences naturelles des systèmes vibrants; SOUTHWELL R. V. (*Proc. Roy. Soc.*, 1940, **174** A, 433-457). — Le problème du calcul des vibrations normales est essentiel dans la théorie des vibrations. D'après un théorème de Lord Rayleigh, quelquefois appelé « principe », on peut estimer la fréquence la plus basse d'un mode donné et cette estimation est par excès. Grâce à l'emploi d'un autre théorème de Rayleigh sur l'addition des masses (toute augmentation de masse abaisse les fréquences naturelles et réciproquement), on peut faire une estimation par défaut. La première partie du travail s'occupe du calcul des limites inférieure et supérieure de la fréquence. On applique la méthode au calcul des fréquences d'une barre et d'un disque. La deuxième partie traite d'un paradoxe qui se présente dans l'application du deuxième théorème de Rayleigh.

E. DARMOIS.

Ondes sphériques transversales solides polarisées rectilignement; FOIX A. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 311-316). — Dans le cas où ces ondes sont divergentes, leur équation permet de voir très simplement comment l'électromagnétisme et l'optique physique peuvent bien se rapporter à des phénomènes de même nature.

Il y a une différence entre ces ondes solides et ce qu'on appelle ondes sphériques naturelles.

L'équation de ces ondes solides divergentes doit être celle des ondes élémentaires dans l'application du principe d'Huygens-Fresnel, ce qui permet, dès lors, d'étudier théoriquement la diffraction en un point *aussi près* ou *aussi loin* que l'on veut de l'onde, c'est-à-dire de l'écran, sans être en *désaccord* avec la théorie électromagnétique de la lumière.

Sur le comportement élastique des jauges dites de « Bourdon »; BIEZENO C. B. et KOCH J. J. (*Proc. Neder. Akad.*, 1941, **44**, 779-786). — La jauge de Bourdon est considérée du point de vue de la théorie de l'élasticité; le calcul montre que les efforts sont très grands même pour des pressions relativement faibles; cela expliquerait le manque de proportionnalité et l'hystérésis fréquemment constatés.

B. VODAR.

Sur le comportement élastique des jauges dites de « Bourdon »; BIEZENO C. B. et KOCH J. J. (*Proc. Neder. Akad.*, 1941, **44**, 914-920). — Continuation du calcul de la publication précédente; calcul complet des efforts. — B. VODAR.

Vitesses rapides de rotation dans le vide; SMITH C. S. (*Rev. Sc. Instr.*, 1941, **12**, 15-20). — Le

rotor est suspendu dans le vide par le champ magnétique d'un solénoïde; sa position est contrôlée photo-électriquement, l'ombre du rotor étant projetée sur une cellule dont les variations de courant commandent le courant du solénoïde; cette stabilisation peut aussi être obtenue électrostatiquement, le rotor formant condensateur variable avec une plaque de position fixe. Le mouvement est produit, soit par des champs magnétiques tournants, soit par un couple de nature électrostatique. On atteint 3200 tours par seconde, mesurés stroboscopiquement.

Mme E. VASSY.

MÉCANIQUE DES FLUIDES.

Essais sur modèles dans des canaux où s'écoulent différents fluides; BARDILI W. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 63-76). — Étude théorique sur des questions de similitude. On cherche d'abord quel fluide permet, avec une vitesse aussi faible que possible, d'obtenir un nombre de Reynolds (ou de Mach) donné. On calcule ensuite la perte de charge relative (rapportée à l'air) pour l'obtention de ces nombres ou pour celle d'une vitesse donnée. Exemple : pour obtenir un nombre de Reynolds élevé avec des pertes faibles, il faut que le produit $\mu\nu^2$ de la viscosité par le carré de la viscosité cinématique soit aussi petit que possible. Le mercure et l'éther donnent des pertes qui sont, toutes choses égales, environ le 1/100e de celle de l'air; l'hélium une perte 100 fois plus grande que celle de l'air, la glycérine environ 10^8 plus grande. Pour obtenir un nombre de Mach donné, l'ordre des fluides est tout à fait changé : air 1; H_2 5; éther 10^4; Hg 10^5 à 10^6; dans ce cas, les gaz lourds à forte compressibilité et faible viscosité sont les plus favorables (isobutane 0,5). On calcule enfin la longueur de canal (rapportée à l'air) qui procure des pertes données avec des nombres de Reynolds (ou Mach) donnés. — E. DARMOIS.

Une application des tourbillons convectifs. Formation des sols polygonaux; ROMANOVSKY V. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 346-349). — Travaux sur la convection et l'hydrodynamique ayant pour but de donner une explication physique à la genèse des sols polygonaux arctiques. Études effectuées en deux stades : au laboratoire et au cours d'une expédition au Spitzberg.

Théorie mathématique des vagues de translation irrotationnelles; KEULEGAN G. H. et PATTERSON G. W. (*Bur. Stand. J. Research*, 1940, **24**, 47-101). — Dans ce premier Mémoire, on néglige les forces de frottement vis-à-vis des forces d'inertie et de pesanteur. On traite la progression d'ondulations dans un canal horizontal rectangulaire pour un liquide parfait en supposant que la vitesse est uniforme dans une section droite. Les résultats sont applicables à un canal de pente uniforme contenant primitivement de l'eau animée d'une vitesse uniforme. On accorde une attention spéciale aux vagues de forme constante. Sont traités à part les deux cas de la hauteur et de la courbure négligeables, puis appréciables. On compare certaines formules aux résultats expérimentaux de Favre (Dunod, Paris, 1935), de Bazin (Mém. divers savants à l'Acad. des Sc., 1865). — E. DARMOIS.

L'effet Doppler des ondes sur l'eau; GYULAI Z. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 26-27). — Arrangement pour montrer en projection le changement de longueur d'onde des ondes capillaires; un deuxième procédé plus simple montre ce changement dans un filet d'eau vertical. — E. DARMOIS.

Viscosité du glycol; ESTEL E. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 413-415). — Mesure avec le viscosimètre de Höppler (chute d'une bille) à des températures comprises entre 22,8 et 76,1 °C de 0°,5 en 0°,5; températures données à 0°,01 près. Tables et courbe.

Sur la variation de la viscosité des liquides avec la température; JENCKEL E. (*Z. phys. Chem.*, A 1939, **184**, 309-319). — Les courbes représentant le logarithme de la viscosité en fonction de $1/T$ comprennent une partie rectiligne pour les basses viscosités, suivie, pour les hautes viscosités, d'une branche beaucoup plus rapidement ascendante. On admet que la partie rectiligne de la courbe correspond à un écoulement visqueux proportionnel à la proportion de molécules actives, et que la partie courbée fortement ascendante correspond au fait que chaque molécule active isolée ne peut plus s'écouler parce qu'elle est entourée d'un « mur » de molécules inactives, et que seules peuvent couler plusieurs molécules actives voisines les unes des autres. Cette supposition conduit à la formule

$$\log \eta = \frac{MQ}{RT} + \frac{MQ}{RT}\, x\, e^{\frac{Q}{RT}} + \log A,$$

dans laquelle η est la viscosité, M le module des logarithmes, Q, x et A des constantes dépendant de la substance considérée. Les mesures s'accordent avec cette formule. — A. CHAMPETIER.

Étude expérimentale de la résistance et de la distribution des vitesses pour un écoulement turbulent dans des tubes contenant des aspérités régulièrement distribuées; MÖBIUS H. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 202-225). — Les aspérités sont créées de la façon suivante : un tube, de 50 mm de diamètre intérieur par exemple, est garni à l'intérieur d'anneaux de 25 mm de large, 25 d'épaisseur, répartis tous les 225 mm, de sorte que le liquide a pendant 225 mm le diamètre r_1 de 50 mm et pendant 25 mm celui r_2 de 45 mm. On commence par vérifier sur deux de ces tubes les conditions de similitude de Reynolds. On définit la « rugosité » du tube par la quantité $k = r_1 - r_2$; si L_1 est l'épaisseur d'un anneau, L_2 la distance de deux anneaux, le rayon moyen $\bar{r}$ du tube est défini par $\bar{r}^2 = \frac{r_1^2 L_1 + r_2^2 L_2}{L_1 + L_2}$. La « rugosité relative » est $\frac{k}{\bar{r}}$; elle varie de 0,03 à 0,22. La distance relative des anneaux est $\frac{L_2}{k}$; elle a varié de 8,2 à 60,8.

On mesure les résistances de 10 tubes dans un domaine de nombres de Reynolds (rapportés au dia-

mètre du tube) de 7.10³ à 400.10³. Sur trois tubes et un lisse, on mesure aussi à l'aide de sondes de Pitot la distribution des vitesses. Les résultats sont présentés en graphiques et tables qui permettent la comparaison des expériences avec la théorie de Prandtl. On a discuté particulièrement l'influence de la distance des aspérités. — E. DARMOIS.

L'équilibre des grains dans le lit d'un courant; WHITE C. M. (*Proc. roy. Soc.*, 1940, **174** A, 322-338). — Expériences du genre de celles de Nikuradse (1933), mais avec de l'huile au lieu d'eau. On accroît l'admission de l'huile jusu'à ce que les grains de sable du lit commencent à se déplacer; emploi de tuyères variées; estimation de l'effort nécessaire pour déloger un grain; comparaison avec les résultats de calculs.

E. DARMOIS.

Courbes d'étirement de liquides. Tensiomètre enregistreur; THIBAUD J. et LEMONDE H. (*J. Phys.*, 1941, **2**, 26-35). — L'application de l'amplification optique au tensiomètre à lame fixe permet, d'une part, des mesures très rapides de tension superficielle, d'autre part, l'enregistrement continu sur papier photographique des courbes d'étirement des lames minces du liquide, jusqu'au moment où se produit l'arrachement. Les caractéristiques ainsi obtenues sont discutées en fonction du dispositif d'étirement : cadre filiforme, anneau horizontal, plaque verticale, disque horizontal. On montre que pour des mesures correctes de tension superficielle, c'est-à-dire avant rupture de la lame étirée, la préférence doit être donnée non pas à l'anneau, mais au fil formant trois côtés d'un cadre. Exemples d'applications aux mesures de tension interfaciale, aux liquides visqueux, aux substances tensio-actives.

MÉCANIQUE MOLÉCULAIRE.

Détermination de la polydispersion d'après des mesures de diffusion au moyen de la méthode d'échelons de Lamm; GRALÉN N. (*Koll. Z.*, 1941, **95**, 188-194). — L'auteur donne différentes formules permettant de calculer les constantes de diffusion à partir des résultats obtenus par la méthode d'observation réfractométrique de Lamm. Pour un système polydispersé, les différentes méthodes de calcul donnent des valeurs moyennes que l'on définit et dont on donne la signification. Le rapport

$$\frac{D_{2,0}}{D_{0,h}} = \frac{\Sigma c_i D_i \left(\sum \frac{c_i}{\sqrt{D_i}}\right)^2}{(\Sigma c_i)^3}$$

peut servir de mesure de la polydispersion en rapport avec la dispersion. Les calculs sont illustrés par un exemple (protéine de la colle). On calcule les valeurs moyennes et la polydispersion en faisant l'hypothèse d'un partage logarithmique des grandeurs moléculaires. On définit un coefficient γ de « décentralisation » en rapport avec les constantes de diffusion et on le compare avec les coefficients β de Lansing et Kraemer; dans ces conditions, le rapport $\frac{D_{2,0}}{D_{0,h}}$ est égal à $e^{3/8\gamma^2}$. Les déterminations de polydispersion, d'après les mesures de diffusion, sont particulièrement appropriées aux molécules en longue chaîne.

Vitesse de déplacement des protons dans un champ électrique à l'intérieur de la phase α du système palladium-hydrogène; WAGNER C. et HELLER G. (*Z. phys. Chem.*, *B* 1940, **46**, 242-249). — Description d'un appareillage permettant de mesurer la quantité d'hydrogène se déplaçant dans un fil de Pd, sous l'influence d'un champ électrique, à diverses températures. On en déduit, pour la vitesse de déplacement des protons, des valeurs environ moitié moins grandes que celles qu'on calcule à partir de la vitesse de diffusion. La différence est attribuée à l'effet d'écran exercé par les électrons sur la charge positive du proton, ainsi qu'à l'électrophorèse.

A. CHAMPETIER.

Recherches sur le procédé de séparation de Clusius dans le cas des liquides; HIBY J. W. et WIRTZ K. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 77-82). — La théorie est due à Debye (*Ann. Physik*, 1939 (5), **36**, 284) et Wirtz (*ibid.*, 295). Sous l'influence du gradient de température $\frac{\partial T}{\partial x}$, il s'établit un courant de thermodiffusion $-D'n \frac{\partial T}{\partial x}$, coefficient de thermodiffusion; n, concentration). Quand l'équilibre de thermodiffusion n'est pas détruit par la convection, il y a compensation par diffusion, d'où

$$-D'n\frac{\partial T}{\partial x} = D\frac{\partial n}{\partial x} \quad \text{et} \quad \frac{1}{n}\frac{dn}{dT} = -\frac{D'}{D}$$

représente le coefficient de l'effet Soret (C. S.). Pour les liquides, D' et D dépendent en général de T et n.

L'appareil des auteurs comprend deux plaques métalliques verticales de hauteur h, de largeur b, de distance a, maintenues à deux températures différant de τ; en dessus et en dessous sont deux vases de grosse capacité V où les concentrations sont n_u et n_0, On trouve, pour des durées faibles,

$$\frac{n_u}{n_0} = 1 + \frac{2ba^3}{V}\,\frac{\beta g \rho \tau}{12\mu}\,\frac{D'zt}{D60},$$

β, coefficient de dilatation; ρ, densité; μ, viscosité. Le quotient croit linéairement avec t.

Dans certaines expériences, il y a trois substances en jeu, deux dissoutes dans une troisième (deux sels isotopes dans l'eau); on donne les formules qui permettent de suivre la séparation dans les deux volumes inférieur et supérieur.

Des mesures du C. S. ont été faites avec un appareil où $h = 10$ cm; $b = 2$ cm; $a = 0{,}25$ mm avec des capacités terminales de 1,25 cm³; $\tau = 50°$ (80° et 30°). Après un essai de 1 à 3 h, on sépare les deux liquides inférieur et supérieur; on y dose le sel par réfractométrie et calcule $\frac{n_u}{n_0}$ (reproductibilité 10 %). La relation ci-dessus donne $\frac{D'}{D}$; on admet que cette valeur

s'applique à 55°. Les sels se placent dans l'ordre où Tanner (*Trans. Faraday Soc.*, 1927, **23**, 75; *cf.* **9**, 443 **D.**) les a trouvés; les valeurs de cet auteur obtenues par une méthode statique sont nettement plus faibles que celles du présent travail. Chez Tanner et chez les auteurs, ClLi a un C. S. nul. — E. DARMOIS.

Mesure de la diffusion propre des liquides; RÖGENER H. (*Z. Elektrochemie*, 1941, **47**, 164-167). — 45e Congrès de la Deutsche Bunsen-Gesellschaft e.V. Leipzig, 25-26 octobre 1940.

La méthode consiste dans la mesure interférométrique des faibles différences d'indices de réfraction lors de la diffusion mutuelle de deux liquides. Elle a été appliquée à SO_4Cu dans OH_2 et à OD_2 dans OH_2. Dans le cas de couches liquides initialement séparées par une surface plane, la distance entre ce niveau et celui qui correspond à chaque concentration est proportionnelle à la racine carrée du temps. Les coefficients angulaires des droites correspondantes permettent le calcul du coefficient de diffusion.

Les forces répulsives entre les molécules isotopes; BELL R. P. (*Proc. roy. Soc.*, 1940, **174 A**, 504-509). — On suppose généralement que les forces d'attraction et de répulsion entre deux molécules dépendent de la structure électronique et non des masses nucléaires. Cette hypothèse ne tient pas compte de l'énergie résiduelle (énergie de zéro) du mouvement des noyaux. Si l'on en tient compte, on voit que la distribution des charges doit dépendre des masses nucléaires. On fait le calcul pour un modèle simple : noyau ponctuel de charge $Z\varepsilon$ entouré d'une répartition sphérique d'électricité négative avec fonction d'onde « hydrogénique ». Le rayon de la densité maximum électronique est supposé fluctuant autour d'une valeur moyenne à la façon d'un oscillateur harmonique. On trouve ainsi des effets qui seraient peut-être décelables en cherchant une différence entre les seconds coefficients du viriel de H_2 et D_2.
E. DARMOIS.

Théorie des gaz. IV. Calcul du degré de gémination et de la chaleur d'association; DUCLAUX J. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 293-300). — On peut fonder la théorie des gaz sur l'hypothèse d'une association des molécules, les actions à distance ne jouant aucun rôle. Aux pressions faibles, on n'a à considérer que des molécules doubles, en équilibre chimique avec les molécules simples. Les résultats expérimentaux (H_2, O_2, N_2) permettent de calculer les constantes de cet équilibre. La formule de Van't Hoff donne la chaleur d'association; elle est proportionnelle à la température absolue. Cette loi très simple de proportionnalité, admise *a priori*, permet de retrouver très exactement, dans des limites étendues de température, les variations du facteur *a* de pression interne de Van der Waals et en donne l'interprétation. Les calculs donnent en même temps le covolume et le degré de gémination, qui est une fonction rapidement décroissante de la température. Sous la pression atmosphérique à 0°, le rapport du nombre de molécules géminées au nombre total est 0,0039 pour l'azote; 0,00048 pour l'hydrogène; 0,0045 pour l'oxygène.

Calcul des fréquences propres des chaînes aliphatiques normales; application à la structure des paraffines; PARODI M. (*J. Phys.*, 1941, **2**, 58-62). — L'auteur étudie les modes de vibration des paraffines en raisonnant sur des modèles mécaniques coudés; il tient compte des conditions aux limites particulières qu'introduit la présence des groupements CH^3 et donne les conditions qui permettent à plusieurs modèles de même structure, mais de longueurs différentes, d'avoir une ou deux fréquences propres communes. Il en déduit un procédé de calcul des paramètres de la chaîne.

Sur la polarisabilité de l'atome d'hydrogène; SCHEFFERS H. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 399-401). — Avec J. Stark (*Ibid.*, 1936, **37**, 217), l'auteur a étudié la déviation de rayons atomiques H dans un champ électrique inhomogène; la déviation *d* était donnée par la formule

$$d = \frac{\alpha E}{4kT}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\, l_1^2\left(1 + \frac{2\, l_2}{l_1}\right);$$

où l_1 et l_2 sont les distances parcourues dans le champ et en dehors du champ. En fixant $T = 300°$, on avait trouvé $\alpha = (3 \pm 1) \,.\, 10^{-25}$. La fente de délimitation était en verre, pour éviter l'effet catalytique important des métaux qui convertissent H en H_2. On reprend les essais antérieurs avec d'autres verres. Il résulte de ces différents essais que la température de la fente ne doit pas être la température ordinaire, précisément à cause de la catalyse. En prenant $T = 600°$, on a évidemment $\alpha = (6 \pm 2) 10^{-25}$. Cette valeur est de l'ordre de celle ($6{,}63 \,.\, 10^{-25}$) que donne la mécanique ondulatoire. Il faut donc rejeter le modèle d'atome de Bohr qui, selon Epstein, donne seulement $1{,}47 \,.\, 10^{-25}$
E. DARMOIS.

Rayons atomiques à grande vitesse; AMDUR I. et PEARLMAN H. (*J. Chem. Physics*, 1940, **8**, 7-12). — Exposé d'une méthode générale de production de rayons atomiques à grande vitesse par l'emploi du tube à hydrogène atomique de Wood avec différents oxydes (O Cu, O_3W, O_3Mo et les oxydes de Pb) et mesure d'intensité. La méthode est appliquée à des rayons d'hydrogène atomique avec des énergies de 200 à 800 Vé. La mesure de la section transversale des collisions de ces atomes lorsqu'ils sont dispersés par l'hydrogène moléculaire confirme l'hypothèse que cette dispersion est principalement due aux forces de répulsion entre le rayon et les particules dispersives. — A. GROSS.

IV. — ACOUSTIQUE.

Sur la réfraction et la réflexion totale acoustiques (Essais avec des gaz où la couche limite a des propriétés variables de façon continue.) Von SCHMIDT O. et KLING A. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 407-409). — Dans un travail antérieur (*Ibid.*, 1938, **39**, 868), l'un des auteurs a montré qu'une onde sonore, se propageant dans une tige de cuivre par exemple, détermine dans le milieu environnant (eau), une

onde « de choc » analogue à celle des corps solides qui se propagent dans l'air. On cherche dans le présent travail si cette onde de choc acoustique existe aussi quand la limite (cuivre-eau) n'est plus nette, comme celle des deux milieux gazeux qui se pénètrent. On opère dans l'air où brûle une bougie et l'on tire un projectile obliquement en photographiant les ondes par la « méthode des stries ». Les photographies (reproduites) montrent le déportement latéral de l'onde de choc du projectile par l'air chaud et la production d'ondes de choc acoustiques. On voit, en même temps, une réflexion totale de l'onde de choc du projectile sur l'air chaud et, phénomène beaucoup plus intéressant, une onde fortement amortie qui pénètre dans l'air chaud, perpendiculairement à la surface de séparation de l'air froid et de l'air chaud. Les auteurs considèrent qu'ils ont ainsi photographié l'onde évanescente, cause physique de la production de l'onde réfléchie. — E. DARMOIS.

Caractéristique négative de l'anche (d'orgue) ; ZARADNICEK J. et NESPOR R. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 419-421). — L'entretien des vibrations exige une caractéristique négative; on la détermine par des mesures sur un tuyau d'orgue donnant le contre-ut. Pour différentes valeurs de la pression p, on détermine la relation $p = f(\delta)$; (δ, élongation de l'anche); puis $j = -\frac{dv}{dt} = \varphi(\delta)$; ($j$, intensité du courant d'air). Des deux séries de courbes, on déduit $p = f(j)$; ce sont les caractéristiques; elles sont tombantes dans une bonne partie de leur parcours. Il est d'ailleurs très difficile de réaliser des élongations constantes, comme le montrent des photographies reproduites.

E. DARMOIS.

La variation de la vitesse du son avec la concentration dans une solution d'un corps dispolaire dans un solvant non polaire ; SACHER H. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 360-362). — La solution est C_2H_5OH—CCl_4; on emploie des ultrasons (5000 kHz); la vitesse varie de 943,3 m (CCl_4) à 1168,7 m (alcool), avec minimum à 938,3 vers la concentration de 0,05 (mol pour 1). Les mesures sont d'accord avec celles de K. L. Wolf où l'on utilise d'autres propriétés. — E. DARMOSS.

L'excitation de vibrations intramoléculaires par des chocs, dans les gaz et les mélanges de gaz. VI. Mesures d'absorption et de dispersion d'ultrasons dans CH_4, CO S et leurs mélanges avec d'autres gaz ; EUCKEN A. et AYBAR S. (*Z. phys. Chem.*, B 1940, **46**, 195-211). — On applique la méthode d'absorption et de dispersion à la détermination du temps nécessaire aux échanges d'énergie entre translation et vibration, en choisissant des gaz (CH_4 et CO S) dont les diverses fréquences normales (de déformation ou de valence) ne peuvent donner lieu à des effets de résonance par harmoniques, les gaz considérés étant étudiés soit purs, soit mêlés à d'autres gaz précédemment étudiés. On ne constate pas la correspondance attendue entre divers temps de relaxation et les diverses fréquences des vibrations normales. On suppose que l'énergie de translation excite une seule des vibrations normales, qui, ensuite, transmet rapidement son énergie aux autres vibrations, qui lui seraient dans une certaine mesure couplées. L'influence d'un gaz étranger est particulièrement marquée lorsqu'une réaction chimique entre les deux gaz présents est possible. Pour des pourcentages élevés de gaz étranger, la formule précédemment donnée pour l'effet de mélange EUCKEN A. et BECKER R. (*Z. phys. Chem.*, B 1934, **27**, 219; *cf.* **6**, 102 **CP.**) doit être modifiée.

A. CHAMPETIER.

L'excitation de vibrations intramoléculaires par des chocs dans les gaz et les mélanges de gaz. VII. Théorie de la dispersion d'ultrasons dans le cas de la présence de plusieurs vibrations normales ; SCHÄFER K. (*Z. phys. Chem.*, B 1940, **46**, 212-228). — En généralisant la théorie de la dispersion des sons, établie pour le cas où une seule vibration normale est excitée, au cas d'excitation de plusieurs vibrations normales, on obtient des courbes de dispersions analogues; les différences constatées, d'ailleurs faibles, permettent de déterminer le rapport des « durées d'installation » des diverses vibrations normales. On a appliqué cette méthode au cas particulier de CO S. La théorie permet aussi d'interpréter le coefficient de température des « durées d'installation ». — A. CHAMPETIER.

Développement d'une méthode optique pour la mesure de l'absorption des ultrasons dans les gaz et les liquides ; PETERSEN O. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 29-36). — Un travail sur l'absorption des ultrasons par les liquides a déjà paru dans le même périodique (1938, **39**, 335). Dans les mesures sur les gaz, on a rencontré des difficultés supplémentaires; en formant l'image du champ sonore à l'aide de la lumière diffractée, on a trouvé une proportionnalité entre l'énergie sonore et l'intensité de la lumière diffractée; la constante de proportionnalité dépend toutefois de l'angle de diffraction. Pour trouver la raison de cette variation, on a d'abord étudié la forme et la propagation des ondes sonores.

L'appareil est décrit; quartz donnant 4,28 MHz; il envoie ses ondes dans le gaz étudié; on peut le basculer automatiquement d'un petit angle. La lumière diffractée du premier ordre est finalement reçue sur une plaque photographique solidaire de la chambre à gaz et qui bascule avec elle. L'étude du noircissement au microphotomètre permet d'avoir la variation de la lumière diffractée avec l'angle. Les résultats sont comparés à la théorie (*Ibid.*, 1940, **41**, 37). On reconnaît ainsi des déformations de l'onde sonore, dues à des courants amenés par le « vent du quartz ». Deux dispositifs sont indiqués qui permettent d'éviter cet inconvénient.

On indique ensuite un autre dispositif optique qui permet d'obtenir par une sorte d'intégration optique toute l'énergie émise par un petit volume; on fait, dans ce but, osciller le quartz émetteur pour que le faisceau éclairant balaie le volume et pour recueillir les faisceaux diffractés dans les divers angles. On discute les erreurs de la méthode. — E. DARMOIS.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 116835 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1942.